Министерство образования и науки Российской Федерации
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САРАТОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н.Г.ЧЕРНЫШЕВСКОГО»

Кафедра электроники, колебаний и волн

Анизотропное распространение магнитостатических волн в произвольно намагниченном полосковом ферромагнитном волноводе

АВТОРЕФЕРАТ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Студентки__2___ курса __225_____группы
направления 03.04.03 «Радиофизика»
Факультета нелинейных процессов
Петриной Екатерины Александровны

Научный руководитель
доцент, к.ф.-м.н С.В.Гришин

Зав. кафедрой электроники, колебаний и волн

чл.-корр. РАН, профессор Д.И.Трубецков

Саратов 2018 г.

Введение

Впервые металлические волноводы, заполненные ферромагнитными средами, начали исследоваться в 50-х годах прошлого столетия на предмет создания на их основе различных устройств диапазона СВЧ, работающих, главным образом, на эффекте Фарадея [1]. Электродинамический анализ таких волноведущих структур базировался на решении полной системы уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями. Аналитические решения были получены для обыкновенной и необыкновенной право- и левополяризованных электромагнитных волн, распространяющихся в объемных ферромагнитных образцах. Появление в конце 70-х годов технологий по эпитаксиальному росту тонких ферромагнитных пленок дало толчок для разработки приближенных методов расчета электродинамических характеристик волн намагниченности, в частности, магнитостатических волн (МСВ), распространяющихся в указанных пленках. В качестве наиболее простой для аналитического анализа структуры рассматривалась ограниченная по толщине и безграничная по остальным направлениям ферромагнитная пленка с граничными условиями на обеих её сторонах в виде идеально проводящих металлических экранов [2]. Такую структуру, по аналогии с объёмными образцами [1] можно называть полосковым волноводом. Наиболее полный анализ электродинамических характеристик МСВ был выполнен для нескольких частных случаев намагничивания полоскового волновода (нормального, продольного и поперечного). Ниже, на основе приближенного подхода, будет получено дисперсионное уравнение для произвольно намагниченного полоскового ферромагнитного волновода и проведен анализ электродинамических характеристик МСВ, распространяющихся в такой структуре.

Целью настоящей работы является исследование анизотропного распространения объемных магнитостатических волн в касательно и наклонно намагниченных полосковых ферромагнитных волноводах. В частности, предстоит проверить, наблюдается ли эффект, связанный с нарушением коллинеарности вектора групповой скорости и волнового вектора в указанных волноведущих структурах.

Глава 1. Дисперсия магнитостатических волн в произвольно намагниченном полосковом ферромагнитном волноводе

На Рис.1 приведено схематическое изображение анализируемой структуры, представляющей собой полосковый ферромагнитный волновод со стороной $w_1 = d$. Волновод намагничен до насыщения внешним постоянным магнитным полем $\overrightarrow{H_0}$ произвольного, но заданного направления, с которым совпадает вектор макроскопической стационарной намагниченности $\overrightarrow{M_0}$. Предполагается, что в исследуемой структуре существует только анизотропия намагничивания, которая определяется направлением магнитного поля $\overrightarrow{H_0}$. Вектор стационарной намагниченности $\overrightarrow{M_0}$ расположен под углами ϕ и φ к осям декартовой системы координат, причем полярный угол ϕ определяет угол стационарной намагниченности относительно оси Y, совпадающей с нормалью к плоскости XZ, а азимутальный угол φ характеризует изменение направления $\overrightarrow{M_0}$ в этой плоскости относительно оси Z. Последняя осуществляет симметричное разделение плоскостей XZ и YZ на положительные и отрицательные полуплоскости, что дает основание рассматривать её как некую ось симметрии полоскового волновода. Отметим, что, вводя у полоскового волновода ось симметрии, становится возможным исследовать одновременное отклонение от неё как фазового фронта волны, так и вектора магнитного поля. Такой общий случай представляет определенный интерес, во-первых, потому, что он близок к практической ситуации, возникающей при проведении экспериментальных исследований с прямоугольными ферромагнитными волноводами, во-вторых, необходим для получения общего аналитического выражения, связывающего между собой угол вращения групповой скорости МСВ с углами вращения магнитного поля и фазового фронта волны, и, в-третьих, важен для теоретического анализа вращения изочастотных линий за счет поворота вектора магнитного поля. Таким образом, в рассматриваемой системе существуют три выделенных направления, одно из которых совпадает с направлением нормали к поверхности пленки (ось Y), другое определяется продольной осью симметрии полоскового волновода (ось Z), а третье направление задается вектором $\overrightarrow{H_0}$.

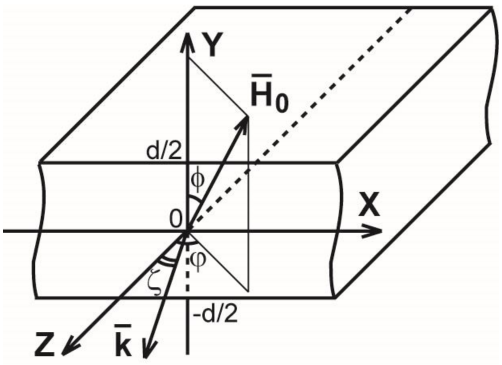


Рис. 1. Схематическое изображение анализируемой структуры

Для вывода дисперсионного уравнения для произвольно намагниченного полоскового волновода используется магнитостатическое приближение, которое применимо для расчета дисперсионных характеристик МСВ в тонких ферромагнитных пленках. Известно, что в квазистатическом приближении, когда фазовая скорость волны V_ϕ в ферромагнитной среде намного меньше скорости света в вакууме c ($V_\phi << c$) или длина волны в среде λ намного меньше длины волны в вакууме λ_0 ($\lambda << \lambda_0$), из уравнений Максвелла следует система уравнений аналогичная уравнениям магнитостатики с той лишь разницей, что магнитная проницаемость у ферромагнетика есть тензорная величина [3]:

$$rot\vec{h} = 0 \ , \tag{1}$$

$$div(\overleftrightarrow{\mu}\vec{h}) = 0. \tag{2}$$

Для решения уравнений (1) и (2) вводится скалярный магнитостатический потенциал Ψ:

$$\vec{h} = grad\Psi = \vec{\imath}\frac{\partial\Psi}{\partial x} + \vec{\jmath}\frac{\partial\Psi}{\partial y} + \vec{s}\frac{\partial\Psi}{\partial z} = \vec{\imath}h_x + \vec{\jmath}h_y + \vec{s}h_z \tag{3}$$

где $\vec{\imath}, \vec{\jmath}, \vec{s}$ - единичные вектора.

В этом случае уравнение (1) удовлетворяется для любого Ψ, так как

$$rot\left(grad\ \Psi\right) = 0\,.$$

Уравнение (2) с учетом (3) перепишется к следующему виду:

$$div(\overleftrightarrow{\mu}grad\Psi) = 0. \tag{4}$$

Уравнение (4) использовал Уокер в 1956 году для описания магнитостатических колебаний в ферритовых образцах сферической формы, поэтому его часто называют уравнением Уокера. Тензор $\overleftrightarrow{\mu}$ в случае произвольного намагничивания, когда в среде есть три выделенных направления, имеет следующий вид [4]:

$$\overleftrightarrow{\mu} = \begin{vmatrix} \mu_{11} & \mu_{12} & \mu_{13} \\ \mu_{21} & \mu_{22} & \mu_{23} \\ \mu_{31} & \mu_{32} & \mu_{33} \end{vmatrix}, \tag{5}$$

где

$\mu_{11} = \mu\left(Sin^2\phi Cos^2\varphi + Cos^2\phi\right) + Sin^2\phi Sin^2\varphi,\ \ \mu_{12} = \left[j\mu_a Cos\varphi + (1-\mu)Cos\phi Sin\varphi\right]Sin\phi,$

$\mu_{13} = -j\mu_a Cos\phi + (1-\mu)Sin^2\phi Sin\varphi Cos\varphi,$

$\mu_{21} = \left[-j\mu_a Cos\varphi + (1-\mu)Cos\phi Sin\varphi\right]Sin\phi,\ \ \mu_{22} = Cos^2\phi + \mu Sin^2\phi,$

$\mu_{23} = \left[j\mu_a Sin\varphi + (1-\mu)Cos\phi Cos\varphi\right]Sin\phi,$

$$\mu_{31} = j\mu_a Cos\phi + (1-\mu)Sin^2\phi Sin\varphi Cos\varphi,\ \ \mu_{32} = [-j\mu_a Sin\varphi + (1-\mu)Cos\phi Cos\varphi]Sin\phi,$$
$$\mu_{33} = \mu\left(Cos^2\phi + Sin^2\phi Sin^2\varphi\right) + Sin^2\phi Cos^2\varphi,$$

μ - диагональная компонента тензора $\overleftrightarrow{\mu}$, равная

$$\mu = \frac{\omega_H(\omega_H + \omega_M) - \omega^2}{\omega_H{}^2 - \omega^2}, \tag{6}$$

μ_a - недиагональная компонента тензора $\overleftrightarrow{\mu}$, равная

$$\mu_a = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H{}^2 - \omega^2}. \tag{7}$$

В соотношениях (6) и (7) введены следующие обозначения

$$\omega_H = \gamma H,$$
$$\omega_M = 4\pi\gamma M_0,$$

где γ - гиромагнитное отношение, равное $2\pi \times 2.8$ МГц/Э, H - внутреннее локальное магнитное поле, действующее на данный магнитный момент в данной точке среды и $4\pi M_0$ - намагниченность насыщения ферромагнетика.

Перемножая скалярно тензор $\overleftrightarrow{\mu}$ (5) на вектор $\vec{\nabla}\Psi$ и беря дивергенцию от полученного нового вектора, имеем следующее дифференциальное уравнение в частных производных для произвольно намагниченной ферромагнитной среды:

$$\begin{gathered}\left[\mu\left(Sin^2\phi Cos^2\varphi + Cos^2\phi\right) + Sin^2\phi Sin^2\varphi\right]\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \\ + \left(Cos^2\phi + \mu Sin^2\phi\right)\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} + \left[\mu\left(Cos^2\phi + Sin^2\phi Sin^2\varphi\right) + Sin^2\phi Cos^2\varphi\right]\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} + \\ + 2(1-\mu)Sin\phi Cos\phi Sin\varphi\frac{\partial^2\Psi}{\partial x\partial y} + 2(1-\mu)Sin^2\phi Sin\varphi Cos\varphi\frac{\partial^2\Psi}{\partial x\partial z} + \\ + 2(1-\mu)Sin\phi Cos\phi Cos\varphi\frac{\partial^2\Psi}{\partial y\partial z} = 0\end{gathered}, \tag{8}$$

Из полученного уравнения (8) нетрудно найти уравнения для трех частных случаев.

1. $\overrightarrow{H_0} || OY$ ($\phi = 0$)

$$\mu\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right) + \frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2} = 0, \tag{9}$$

2. $\overrightarrow{H_0} || OX$ ($\phi = 90^\circ, \varphi = 0$)

$$\mu\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}\right)+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}=0\,. \qquad (10)$$

3. $\overrightarrow{H_0}||OZ$ $(\phi = 90^\circ, \varphi = 90^\circ)$

$$\mu\left(\frac{\partial^2\Psi}{\partial y^2}+\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2}\right)+\frac{\partial^2\Psi}{\partial x^2}=0\,. \qquad (11)$$

Будем полагать, что ферромагнитная среда является ограниченной вдоль оси Y и имеет однородное распределение магнитостатического потенциала вдоль осей X и Z. Волна распространяется в плоскости XZ, как показано на Рис.1. В этом случае уравнению (8) удовлетворяет функция типа

$$\Psi = \left(ACosk_y y' + BSink_y y'\right)e^{j(k_x x + k_z z)}, \qquad (12)$$

где A и B - неизвестные коэффициенты, $y' = y + d/2$. Для нахождения постоянных коэффициентов A и B необходимо использовать граничные условия, которые, в отсутствие свободных зарядов и токов, заключаются в непрерывности касательных компонент магнитного поля и нормальных компонент магнитной индукции [5].Если одной из сред является ферромагнитный диэлектрик, а другой средой – проводник (металл), то в первом приближении можно считать, что поле в проводнике равно нулю. Для касательных компонент магнитного поля имеем:

$$\Psi_1 = \Psi_2 = 0\,. \qquad (13)$$

где Ψ_1, Ψ_2 - магнитостатический потенциал в ферромагнитной среде и в металле, соответственно.

Подставляя (13) в (12), при $A = 0$ получаем:

$$k_y = \frac{n\pi}{d}, \qquad (14)$$

где n=0, 1, 2, … - номер волноводной (толщинной) моды. Таким образом, в анализируемой структуре возможно существование бесконечного числа толщинных мод объемных МСВ, удовлетворяющих условию (14).

Из (8) с учетом (12), после достаточно громоздких математических преобразований, получаем характеристическое уравнение для произвольно намагниченного полоскового ферромагнитного волновода с граничными условиями в виде (14):

$$\left[\mu\left(Sin^2\phi Cos^2\varphi + Cos^2\phi\right) + Sin^2\phi Sin^2\varphi\right]k_x^2 + \left(Cos^2\phi + \mu Sin^2\phi\right)k_y^2 +$$
$$+\left[\mu\left(Cos^2\phi + Sin^2\phi Sin^2\varphi\right) + Sin^2\phi Cos^2\varphi\right]k_z^2 + 2(1-\mu)Sin^2\phi Sin\varphi Cos\varphi k_x k_z \mp \tag{15}$$
$$\mp 2(1-\mu)k_y\left(k_x Sin\varphi + k_z Cos\varphi\right)Sin\phi Cos\phi = 0.$$

Подставляя в (15) выражение для μ в виде (6), получаем дисперсионное уравнение, связывающее круговую частоту ω с проекциями k_x и k_z волнового вектора $\vec{k}$:

$$\omega = \omega_H \Big\langle 1 + \Omega_M \Big\{k_x^2\left(Sin^2\phi Cos^2\varphi + Cos^2\phi\right) + k_y^2 Sin^2\phi + k_z^2\left(Sin^2\phi Sin^2\varphi + Cos^2\phi\right) -$$
$$- 2\left[k_x k_z Sin\phi Sin\varphi Cos\varphi \mp k_y\left(k_x Sin\varphi + k_z Cos\varphi\right)Cos\phi\right]Sin\phi\Big\}/\left(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2\right)\Big\rangle^{1/2} \tag{16}$$

где $\Omega_M = \omega_M / \omega_H$. При $k_x = kSin\zeta$ и $k_z = kCos\zeta$ (см. Рис.1) из (15) и (16) получаем выражения, записанные относительно модуля волнового вектора:

$$\left[\mu\left(Sin^2\phi Sin^2\xi + Cos^2\phi\right) + Sin^2\phi Cos^2\xi\right]k^2 + \left(\mu Sin^2\phi + Cos^2\phi\right)k_y^2 \mp$$
$$\mp 2kk_y(1-\mu)Sin\phi Cos\phi Cos\xi = 0 \tag{17}$$

и

$$\omega = \omega_H \sqrt{1 + \Omega_M \frac{k^2}{k^2 + k_y^2}\left(Sin^2\phi Sin^2\xi + Cos^2\phi + \frac{k_y^2}{k^2}Sin^2\phi \pm 2\frac{k_y}{k}Sin\phi Cos\phi Cos\xi\right)} \tag{18}$$

где $\xi = \zeta - \varphi$.

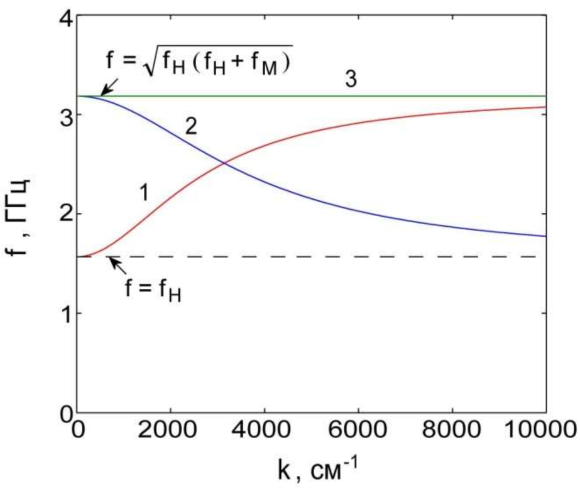


Рис.2 Дисперсионные характеристики МСВ при нормальном (кривая *1*), продольном (кривая *2*) и поперечном (кривая *3*) намагничивании. Расчеты для всех трех случаев выполнены при $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $d = 10$ мкм и $n = 1$. В случае касательного намагничивания $H = H_0 = 560$ Э, а при нормальном намагничивании, в соответствие с (21), $H = 560$ Э и $H_0 = 2310$ Э.

Глава 2. Анизотропное распространение МСВ в полосковом ферромагнитном волноводе

Анизотропное распространение МСВ в случае неколлинеарности векторов $\overrightarrow{V_g}$ и $\vec{k}$ экспериментально исследовалось для ПМСВ в пленках ЖИГ толщиной d =10 мкм, имеющих форму в виде полудисков диаметром 40 мм [17]. Экспериментально была получена нелинейная зависимость угла поворота вектора групповой скорости ПМСВ от угла вращения фазового фронта волны, задаваемого микрополосковой антенной, и эта зависимость находилась в хорошем качественном соответствии с результатами расчета. Однако, анизотропное распространение ПМСВ исследовалось, фактически, в бесконечно широком ЖИГ-волноводе, что затрудняло практическое использование данного физического эффекта в технике СВЧ.

Известно, что групповая скорость волны, распространяющейся в анизотропной среде, определяется как градиент частоты в пространстве волновых векторов [3]:

$$\overrightarrow{V_g} = grad_k \omega \qquad (19)$$

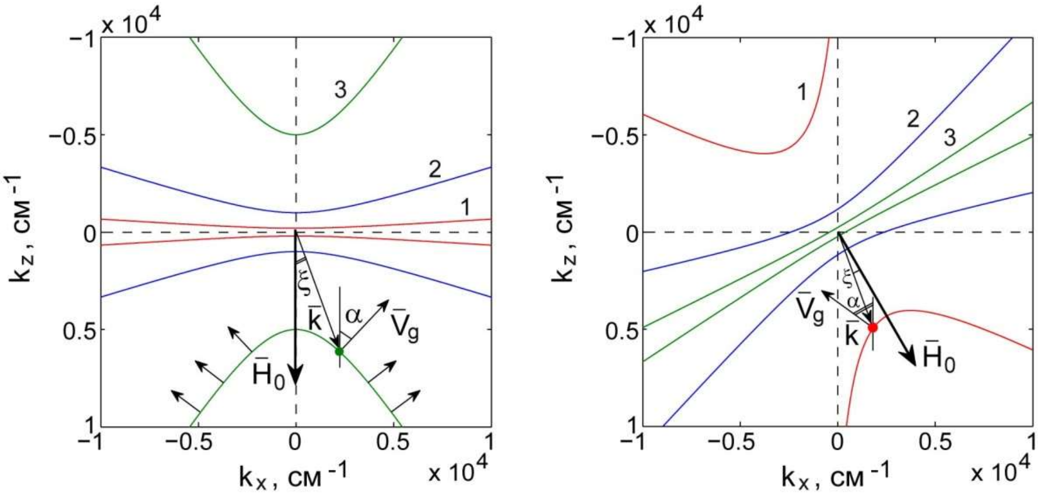
или так:

$$\overrightarrow{V_g} = \frac{\partial \omega}{\partial k_x}\overrightarrow{x_0} + \frac{\partial \omega}{\partial k_y}\overrightarrow{y_0} + \frac{\partial \omega}{\partial k_z}\overrightarrow{z_0}, \qquad (20)$$

где $\overrightarrow{x_0}, \overrightarrow{y_0}$ и $\overrightarrow{z_0}$ - орты в направлении осей X , Y и Z .

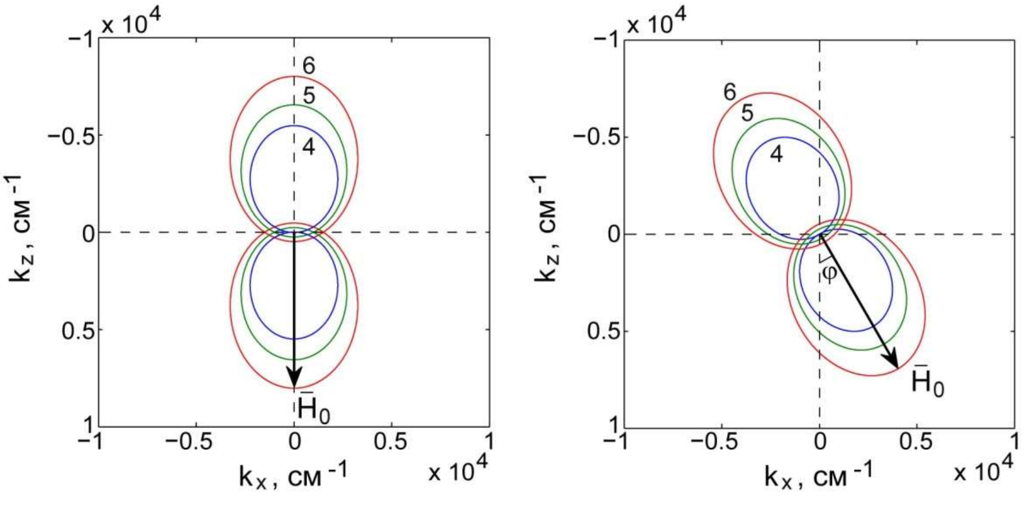
В рассматриваемом нами случае МСВ распространяются в плоскости XZ ферромагнитной пленки, поэтому волновой вектор и групповая скорость этих волн имеют только две составляющие:

$$k_x = kSin\zeta,\ V_{gx} = \partial\omega / \partial k_x,$$
$$k_z = kCos\zeta,\ V_{gz} = \partial\omega / \partial k_z.$$



(а) (б)

Рис.3 Изочастотные линии ООМСВ, соответствующие нескольким значениям частоты f: *1* – 2152.51 МГц, *2* – 3071.64 МГц и *3* – 3179.75 МГц, построены для различных углов φ: 0 (а), 30° (б).



(а) (б)

Рис.4 Изочастотные линии ОМСВ, соответствующие нескольким значениям частоты f из Области 2: *4* – 2098.26 МГц, *5* – 2215.75 МГц и *6* – 2334.35 МГц, построены при $\phi = 30^\circ$ и различных углах φ: 0 (а), 30° (б).

Таким образом, проведенный анализ изочастотных линий позволяет говорить о том, что при произвольном намагничивании полоскового ферромагнитного волновода наблюдается расщепление дисперсионной характеристики МСВ на две ветви, соответствующие волнам разной поляризации. При этом разно поляризованные волны существуют в ферромагнитной среде с волноводной дисперсией и характеризуются отличным поведением вектора групповой скорости при изменении направления магнитного поля и фазового фронта волны.

Заключение

- В теоретическом плане на основе использования уравнений Максвелла и Ландау-Лифшица в магнитостатическом приближении получено дисперсионное уравнение для произвольно намагниченного полоскового волновода с ферромагнитной пленкой, и показана возможность управления законами дисперсии МСВ в такой структуре за счет изменения направления внешнего постоянного магнитного поля. На основе указанного дисперсионного уравнения получено в аналитическом виде выражение, связывающее между собой угол поворота вектора групповой скорости МСВ с углами вращения векторов магнитного поля и фазового фронта волны, которое позволит установить однозначное соответствие между законами дисперсии и особенностями вращения вектора групповой скорости МСВ

- Так же проведенный анализ изочастотных линий позволяет говорить о том, что при произвольном намагничивании полоскового ферромагнитного волновода наблюдается расщепление дисперсионной характеристики МСВ на две ветви, соответствующие волнам разной поляризации. При этом разно поляризованные волны существуют в ферромагнитной среде с волноводной дисперсией и характеризуются отличным поведением вектора групповой скорости при изменении направления волнового вектора.

Список использованной литературы

1. *Микаэлян А.Л.* Теория и применение ферритов на сверхвысоких частотах. М. – Л.: Госэнергоиздат. 1963. 664 с.

2. *Стальмахов В.С., Игнатьев А.А.* Лекции по спиновым волнам. Саратов: Изд. Сарат. ун-та.).

3. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. Саратов: СГУ.

4. *Bajpai S.N., Weinert R.W., and Adam J.D.* Variable magnetostatic wave delay lines // J. Appl. Phys. 1985. Vol. 58, No 2. P. 990-996)

5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. 2-е изд. М: Наука. 1982. 623 с.

6. *Славин А.Н., Фетисов Ю.К.* Влияние ориентации постоянного магнитного поля на дисперсионные характеристики волн намагниченности в пленках железоиттриевого граната // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 11. С. 2210-2218.

7. *Шевченко В.В.* Киральные электромагнитные объекты и среды // Соросовский образовательный журнал. 1998. № 2. С. 109-114.

8. *Bajpai S.N.* Steering of magnetostatic bulk waves in a dielectric layered structure // J. Appl. Phys. 1979. Vol. 50, No 10. P. 6564-6566